

# 大孔径光电导天线产生高功率窄带宽 THz 辐射特性分析\*

刘明利<sup>1,2</sup>, 张同意<sup>1</sup>, 孙传东<sup>1</sup>, 王屹山<sup>1</sup>, 朱少岚<sup>1</sup>, 李凡<sup>1,2</sup>, 赵卫<sup>1</sup>

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

(2 中国科学院研究生院, 北京 100039)

**摘 要:**从大孔径光电导天线产生 THz 辐射的饱和理论出发, 考虑了载流子的瞬变迁移率. 分析了脉冲序列激发大孔径光电导天线产生高功率窄带宽 THz 辐射的特性. 对比了单个光脉冲和序列光脉冲激发 SI-GaAs 和 LT-GaAs 光电导天线的饱和特性. 分析表明, 采用序列光脉冲激发载流子寿命小于光脉冲间隔的光电导天线时, 可以克服大孔径光电导天线的饱和特性, 产生高峰值功率的窄带 THz 辐射.

**关键词:**THz 辐射波; 大孔径光电导天线; 电流起伏模型; 饱和效应; 超快激光技术

**中图分类号:**O4.44; O4.47; TN2 **文献标识码:**A **文章编号:**1004-4213(2007)10-1793-6

## 0 引言

THz 辐射 (T 射线) 通常指的是频率在 0.1~10 THz (波长在 30  $\mu\text{m}$ ~3 mm) 之间的电磁波, 其波段在微波和红外光之间, 属于远红外波段. 在上个世纪 80 年代中期以前, 由于缺乏有效的产生方法和便捷的检测手段, 科学家对于该波段电磁辐射性质的了解非常有限. 近十几年来, 随着超短激光脉冲技术的迅速发展, 利用超短激光脉冲激励半导体材料或非线性光学晶体, 可以很容易获得 THz 脉冲. 使 THz 辐射的产生和应用得到了蓬勃发展<sup>[1-5]</sup>. 人们提出了大量 THz 辐射的生成与检测方法并得到实验验证. 诸如: 光电导天线、非线性光整流、在非线性介质中差频产生、布洛赫振荡等等. 其中, 最广泛应用的产生自由空间传播 THz 脉冲的方法是利用飞秒激光脉冲照射偏置的光电导天线. 利用大孔径光电导天线可以产生较强的 THz 辐射<sup>[6-12]</sup>, 其产生机理可以通过著名的电流起伏模型进行描述<sup>[8]</sup>. 根据这个模型, THz 电磁波是由于光电导天线内瞬变电流所产生的.

高功率 THz 辐射无论在科学研究和技术应用方面都有着迫切的需求. 因此, 大量的工作都集中在产生高功率的 THz 辐射源<sup>[12-17]</sup>. 高功率的窄带 THz 脉冲在雷达和微波通讯, 远红外非线性光学, 非线性光谱领域有着重要的应用. Liu 和 Weling 等

人提出了采用序列光脉冲激发光电导天线产生高功率窄带 THz 辐射的方法<sup>[13-14]</sup>. 已经证明采用序列光脉冲激发光电导天线相比单个光脉冲可以避免饱和效应, 产生高峰值功率的 THz 辐射. 本文从大孔径光电导天线饱和理论出发, 考虑有限载流子寿命和瞬变迁移率. 系统地讨论了序列光脉冲产生高功率窄带宽 THz 辐射的特性.

## 1 大孔径光电导天线的饱和理论

用强激光脉冲激发大孔径光电导天线时, THz 辐射的强度会出现饱和. 饱和效应的出现限制了通过简单地提高光脉冲强度来增强 THz 辐射的方案. 饱和效应产生的主要原因是辐射场屏蔽和空间电荷屏蔽. 辐射场屏蔽是指, 瞬变电流产生的近场辐射会屏蔽掉部分的偏置电场. 空间电荷屏蔽产生于光生载流子在电场下的分离过程, 当电子和空穴向两个相反的方向漂移运动, 由空间电荷产生的电场和偏置电场方向相反, 因此会屏蔽掉偏置电场. 空间电荷屏蔽效应对小型的偶极子天线有非常重要的影响. 但是对于大孔径光电导天线, 辐射场屏蔽是产生饱和效应的最主要因素.

对于大孔径光电导天线, 由于孔径大小远大于 THz 辐射的中心波长, 辐射场屏蔽效应可以由简单的电磁场边界条件得出. 根据电流起伏模型, THz 电磁场是由光电导天线内瞬变电流辐射的. 由欧姆定律可以得出表面电流密度  $J_s$  为

$$J_s(t) = \sigma_s(t)[E_b + E_s(t)] \quad (1)$$

式中  $\sigma_s(t)$  为时间相关的表面光电导<sup>[11]</sup>,  $E_b$  是天线两端加的静态偏置电场,  $E_s(t)$  为天线表面产生的辐射电场. 根据麦克斯韦方程的边界条件, 天线表面

\*国家自然科学基金(10390161, 60777017)、国家重点基础研究发展计划(973 计划)(2007CB310405)、中国博士后科学基金(20060390323)和香港王宽诚教育基金资助  
Tel: 029-8484268 Email: liu-mingli@tom.com  
收稿日期: 2006-04-30

的辐射场和表面电流密度的关系为<sup>[12]</sup>

$$E_s(t) = -\frac{\eta_0}{1+\sqrt{\epsilon}} J_s(t) \quad (2)$$

式中  $\eta_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c} = 376.7^{[11]}$ , 代表自由空间阻抗,  $\epsilon_0$  为真空电介质参量,  $c$  是真空中光速,  $\epsilon$  是光电导的电介质参量.

由方程(1)和(2), 可得到电流密度  $J_s(t)$  为

$$J_s(t) = \frac{(1+\sqrt{\epsilon})\sigma_s(t)}{\eta_0\sigma_s(t) + (1+\sqrt{\epsilon})} E_b \quad (3)$$

由方程(3)可以很明显的看到当高光能流激发时, 即  $\sigma_s(t)$  很大时电流密度会出现饱和. 由参考文献[11]可知 THz 辐射的远场可表示为

$$E_{\text{rad}}(t) = -\frac{A}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{dJ_s(t)}{dt} \quad (4)$$

或

$$E_{\text{rad}}(t) = -\frac{AE_b}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{d}{dt} \left( \frac{(1+\sqrt{\epsilon})\sigma_s(t)}{\eta_0\sigma_s(t) + (1+\sqrt{\epsilon})} \right) \quad (5)$$

式中  $A$  为有效发射面积.

比较方程(2)和(4)可以发现远场辐射正比于电流密度的导数, 而近场辐射直接正比于电流密度. 因为近场辐射强度直接正比于表面电流密度而不是它的导数, 因此饱和效应会持续到电流消失为止. 当光电导被短脉冲激光激发, 电流的变化产生 THz 辐射, 如果载流子寿命很长, 电流在激发脉冲过后很长一段时间仍然存在. 如果下一个脉冲在载流子复合完之前再一次激发电导开关, 会产生一个新的 THz 脉冲, 但仍然存在的背景电流会影响 THz 的产生.

## 2 序列脉冲激发电导天线

为了避免大孔径光电导天线在高功率激发下出现的饱和效应, 可以采用序列光脉冲激发. 一般都是在长载流子寿命的半导体材料(SI-GaAs)衬底上, 采用分子束外延的方法生长一层很薄的寿命很短(LT-GaAs)的光电导层. 如果激发电脉冲穿透进入衬底, 产生慢衰减的光生载流子会降低天线产生 THz 辐射的性能.

多脉冲激光序列可由一个新型的干涉仪得出, 其表达式为<sup>[12]</sup>

$$I_{\text{opt}}(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \left( \frac{F}{\sqrt{2\pi}\tau_p} e^{-\frac{(t-nT)^2}{\tau_p^2}} \right) \quad (6)$$

式中,  $I_{\text{opt}}(t)$  为激发电脉冲的光强, 它是  $t$  的函数,  $F$  是总的光通量,  $\sqrt{\ln 2}\tau_p$  是激发电脉冲的半高宽,  $N$  是多脉冲的个数,  $\tau_p$  为激发电脉冲的脉冲宽度,  $T$  为脉冲间隔时间.

光电导天线的表面光电导  $\sigma_s(t)$  是激发光强  $I_{\text{opt}}(t)$  与随时间变化的载流子迁移率  $\mu(t)$  和载流子衰减因子的卷积<sup>[11]</sup>

$$\sigma_s(t) = \frac{\alpha q(1-R)}{h\nu} \int_{-\infty}^t \mu(t-t_0) I_{\text{opt}}(t_0) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_c}} dt_0 \quad (7)$$

式中,  $R$  为光电导表面的反射系数,  $h\nu$  为一个激发光子的能量,  $\tau_c$  为载流子俘获寿命. 光生载流子随时间变化的迁移率  $\mu(t)$  可表示为<sup>[11]</sup>

$$\mu(t) = \mu_s (1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}) \quad (8)$$

式中  $\mu_s = \frac{q\tau_s}{m^*}$  为稳态迁移率<sup>[11]</sup>,  $q$  为单位电荷电量,  $m^*$  为电子有效质量,  $\tau_s$  为载流子弛豫时间. 考虑到材料衬底对光脉冲的吸收, 计算两层光电导. 即半导体材料衬底层  $\sigma_{\text{sub}}(t)$  和外延层  $\sigma_{\text{epi}}(t)$

$$\sigma_{\text{epi}}(t) = \frac{\alpha q(1-R)}{h\nu} \int_{-\infty}^t \mu(t-t_0) I_{\text{opt}}(t_0) \cdot (1 - e^{-\alpha d}) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{\text{clT}}}} dt_0 \quad (9)$$

$$\sigma_{\text{sub}}(t) = \frac{\alpha q(1-R)}{h\nu} \int_{-\infty}^t \mu_0 I_{\text{opt}}(t_0) e^{-\alpha d} \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{\text{cSI}}}} dt_0 \quad (10)$$

$\alpha$  为线性吸收系数,  $d$  为外延层厚度. 对于衬底的 SI-GaAs, 由于载流子寿命远远大于弛豫时间, 因此可认为迁移率不随时间变化. 表面电流可由式(3)和表面电导

$$\sigma(t) = \sigma_{\text{epi}}(t) + \sigma_{\text{sub}}(t) \quad (11)$$

得出. 将式(9), (10), (11)代入式(5)中, 通过计算即可得到脉冲序列激发大孔径光导天线产生窄带 THz 辐射的远场特性.

## 3 分析和讨论

为了分析方便, 先定义饱和光通量  $F_s$  为<sup>[11]</sup>

$$F_s = \frac{4h\nu(1+n)}{\eta_0 q(1-R)\mu_s} \quad (12)$$

当光通量  $F$  大于  $F_s$  后, THz 远场峰值明显的表现出饱和特性.

以下的计算以 LT-GaAs 和 SI-GaAs 作为光电导材料. 对应波长为 800 nm 的钛宝石飞秒激光器的激发光, 取线性吸收系数  $\alpha = 1 \mu\text{m}^{-1}$ <sup>[12]</sup>. 为了使光电导天线具有更好的辐射性能, 取 LT-GaAs 外延层的厚度  $d = 5 \mu\text{m}$ , 以减少 SI-GaAs 衬底对光脉冲的吸收. 采用序列光脉冲激发大孔径光导天线, 载流子寿命必须小于激发脉冲序列的时间间隔. 以使在下一个脉冲到来前, 载流子浓度降到峰值的 10% 以下. 这就是说对于 3.3 ps 的时间间隔, 即对于 300 GHz 的重复频率, 载流子寿命必须小于 1 ps. 取载流子寿命  $\tau_{\text{c,LT}} = 0.5 \text{ ps}$ ,  $\tau_{\text{c,SI}} = 100 \text{ ps}$ , LT-

GaAs 的载流子弛豫时间为  $\tau_s = 0.05$  ps, SI-GaAs 的迁移率取  $\mu_{\text{SI}} = 3000$  cm<sup>2</sup>/Vs<sup>[12]</sup>. 激发光脉冲序列的时间间隔为  $T = 3.3$  ps, 脉冲宽度  $\tau_p = 0.1$  ps.

图 1 是载流子瞬变迁移率和参量迁移率的 THz 辐射波形的对比. 其中图 1(a) 为低光能流  $0.01F_s$  激发, 图 1(b) 的激发光能流为  $F_s$ . 取载流子弛豫时间  $\tau_s = 0.05$  ps, 稳态迁移率等于参量迁移率. 由图中可以看出有瞬变迁移率的载流子的 THz 辐射要比参量迁移率的 THz 辐射峰值低, 脉宽宽. 这是由于考虑了载流子的弛豫时间, 光生载流子在超短激光脉冲激发后, 要过一段时间才能达到稳态迁移率. 从而载流子的平均速率或光电导材料的电导率就越小, 产生的 THz 辐射就越低, 脉宽就越宽. 但是由于载流子的弛豫时间很短, 所以这种差别比较小. 由图中还可以看出低光能流激发时这种差别要更大些. 这是因为在高光能流激发下, 光电导天线出现饱和.

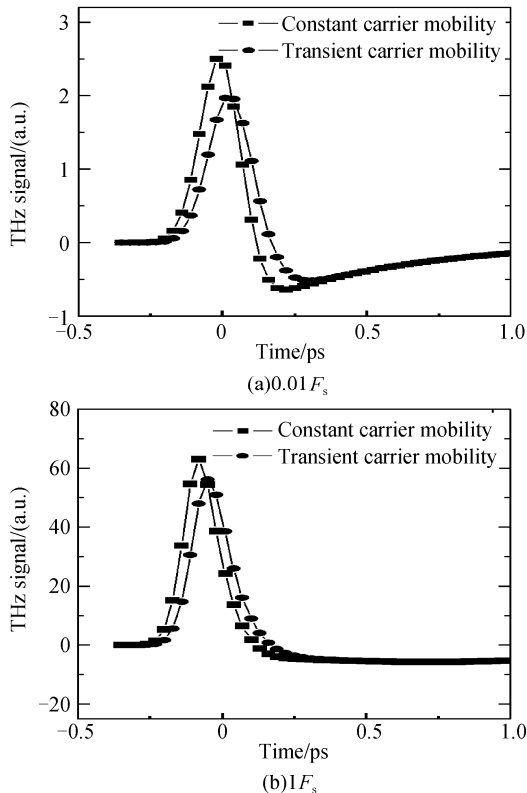


图 1 考虑与不考虑瞬变迁移率 THz 辐射波形的对比  
Fig. 1 The comparison of THz radiation waveforms from LT-GaAs including transient carrier mobility and constant carrier mobility

图 2 是 8 个光脉冲激发下的 THz 辐射的时域波形. 其中图 2(a), (b) 为 LT-GaAs, (c), (d) 为 SI-GaAs. (a), (c) 的激发光能流为  $0.01F_s$ , (b), (d) 的激发光能流为  $1F_s$ . 由图 2(a) 可以看出, 当光能流比较低时, LT-GaAs 的 THz 辐射是单个光脉冲激发时的线性梳状函数, 说明 LT-GaAs 没有饱和. 因

为 LT-GaAs 的载流子寿命非常短, 当下一个脉冲过来之前, 光生载流子已经基本复合完全, 不会对下一个脉冲产生影响. 另一方面, 图 2(c) 的 THz 强度逐渐减小, 表明即使在很低的光能流激发下, SI-GaAs 也会产生饱和. 这是因为 SI-GaAs 的载流子寿命非常长, 在第二个激发脉冲到来时, 上一个光脉冲产生的载流子还没有复合完, 对第二个脉冲产生了影响. 当光能流上升到  $1F_s$  时, 即使是 LT-GaAs 也有轻微的饱和. 当光能流很强时, LT-GaAs 外延层不能完全吸收光能量, 有一部分光被 SI-GaAs 衬底吸收. 产生慢衰减的载流子, 引起饱和. 而由图 2(d) 可看出 SI-GaAs 已经完全饱和.

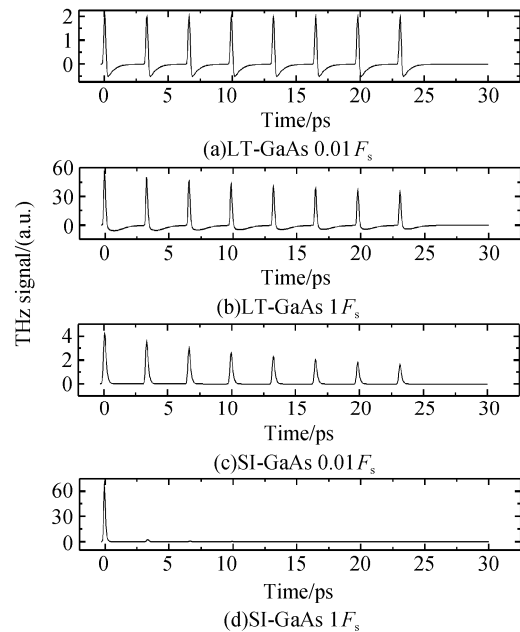


图 2 8 个光脉冲激发下的 THz 辐射波形  
Fig. 2 THz radiation waveforms excited by 8-pulse sequences

图 3 是 LT-GaAs(a), (c) 和 SI-GaAs(b), (d) 在单个光脉冲和 8 个光脉冲激发下产生 THz 的强度谱. 图 3(a), (c) 是  $0.01F_s$  激发光能流, (b), (d) 为  $1F_s$  光能流. 可以看到即使是在  $0.01F_s$  的光能流时两种光电导天线都有轻微的饱和, 这是因为 8 脉冲序列产生的强度谱稍高于单脉冲激发的情况. 由图 3(c) 可以明显的看到脉冲序列产生的高功率窄带宽的 THz 辐射. 由图 3(d) 看出, SI-GaAs 在高能流激发下, 每一个光脉冲都能使它产生完全饱和, 所以后面的光脉冲对它不能产生作用. 这一点在图 2(d) 中也得到了验证.

图 4 是在单个光脉冲和序列光脉冲激发下的 THz 辐射波形在  $0.3$  THz 处的强度谱. 其中图 4(a) 为 SI-GaAs, (b) 为 LT-GaAs. 图 4(a) 中 4 条曲线完全重合. 由图中可以看出, 当光能流比较小时, 即光电导天线没有饱和, 强度谱的峰值随光能流满

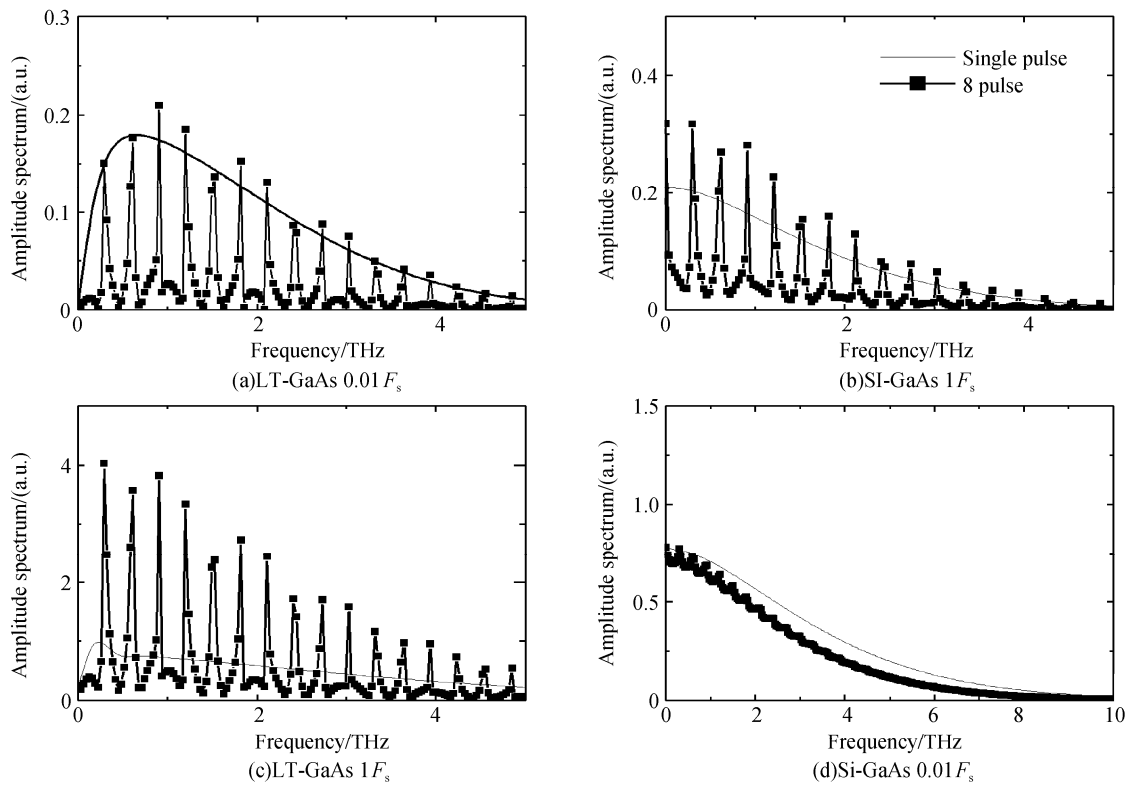
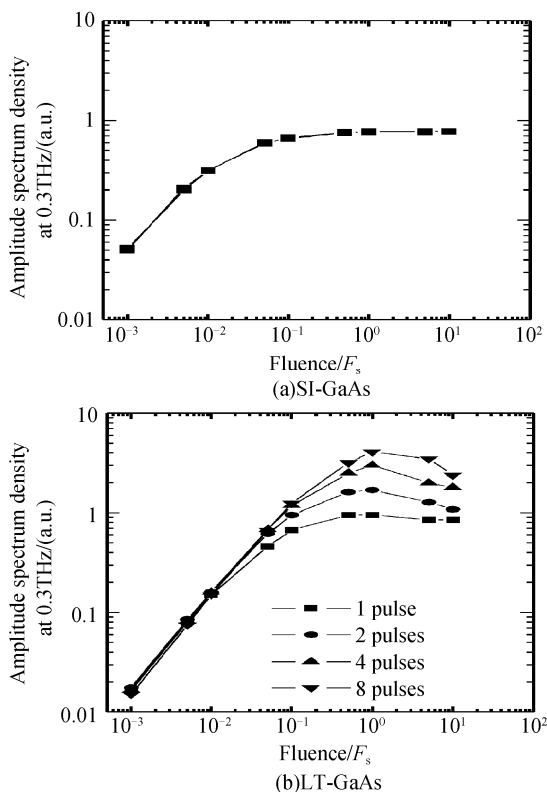


图 3 单个光脉冲和 8 个光脉冲激发下的 THz 辐射的强度谱

Fig. 3 Amplitude spectral density of THz radiation excited by a single pulse and 8-pulse sequence

图 4 不同光能流下 THz 辐射在 0.3 THz 处的强度谱密度  
Fig. 4 Amplitude spectral density of THz radiation at the fundamental frequency of 0.3 THz versus optical fluence

足二次方关系. 因为 THz 强度正比于电流密度, 而电流密度又正比于光激发的载流子浓度. 由图 4 (a)可以看出 SI-GaAs 即使在非常低的光能流激发

下也会有轻微的饱和, 这和图 2(c) 的时域波形所表现的相同. 当光能流增加时发现无论是单脉冲还是多脉冲, SI-GaAs 天线都表现出强烈的饱和特性. 并且随着激发光脉冲的增加, SI-GaAs 并不能产生更强的 THz 辐射. 而另一方面, LT-GaAs 天线表现则完全不同, 在较低的光能流激发下, 强度随光能流平方倍增加. 当光能流增加时, 相对于单脉冲激发, 多脉冲能够产生更强的 THz 辐射. 但是当光能流持续增大时, THz 辐射强度又开始变小, 这是由于在高功率激发下, LT-GaAs 外延层并不能完全吸收激发光脉冲的能量, 从而有一部分光能量被 SI-GaAs 衬底所吸收. 使得 LT-GaAs 天线的性能趋近于 SI-GaAs 天线. 从图 4(b) 中也能看出这一点.

图 5 是 8 个光脉冲激发下的 SI-GaAs 和载流子寿命  $\tau_c = 0.5, 0.75, 1$  ps 的 LT-GaAs 在 0.3 THz 处的强度谱. 发现在光能流较低时 SI-GaAs 产生的辐射最强, 而载流子寿命为 0.5 ps 的 LT-GaAs 产生的辐射最弱. 这是由于在没有饱和时, THz 辐射与载流子浓度成正比. 而 SI-GaAs 有更高的载流子迁移率和载流子寿命, 载流子寿命越长, 从而积累的载流子浓度就越大, 能够产生更高的 THz 辐射. 但是, 当光能流增加时, 情况正好相反, 这是由于饱和效应引起的. 随着光能流的增加, SI-GaAs 最先达到饱和, 而对于 LT-GaAs, 载流子寿命越长, 在第二个脉冲到来之前, 载流子浓度就越难以复合完全,

从而越早的达到饱和. 图中还可以看出,寿命为 0.5 的 LT-GaAs 最晚达到饱和,产生更强的 THz 辐射. 因此,应尽量选用载流子寿命更短的 LT-GaAs 光电导天线.

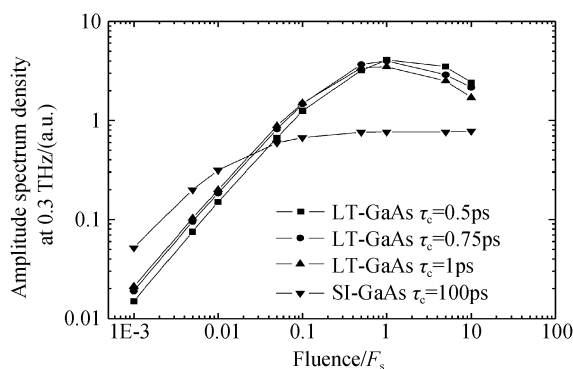


图 5 8 个光脉冲激发下的不同载流子寿命对 0.3 THz 处强度的影响

Fig. 5 Influence of the carrier lifetime on the amplitude spectral density of THz radiation at the fundamental frequency of 0.3 THz versus optical fluence

图 6 是 8 个光脉冲激发下不同载流子弛豫时间  $\tau_s = 0.05, 0.075, 0.1$  ps 的 LT-GaAs 光电导天线在 0.3 THz 处的强度谱. 由图中可以看出在较低的光能流时,  $\tau_s = 0.1$  的 LT-GaAs 有最高的 THz 辐射. 这是由于当载流子弛豫时间  $\tau_s$  小于或等于激发光脉冲宽度  $\tau_p$  时, 光生载流子在产生过程中很快就能达到稳态迁移率, 因此, 不同的  $\tau_s$  就主要影响稳态迁移率  $\mu_s$  的大小.  $\tau_s$  越大, 稳态迁移率  $\mu_s$  也就越大, 从而产生更大的辐射. 当光能流增大到饱和时, 可以看出不同的载流子弛豫时间产生的 THz 辐射趋于相同.

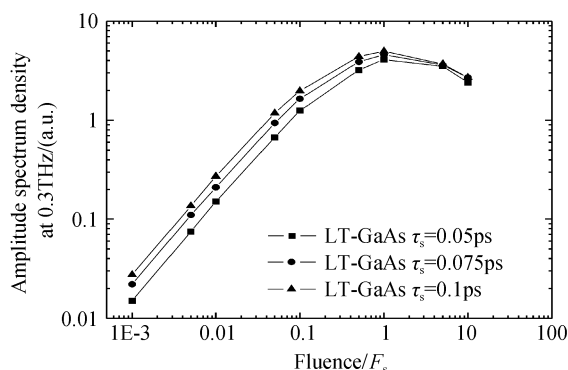


图 6 8 个光脉冲激发下的不同载流子弛豫时间对 0.3 THz 处强度的影响

Fig. 6 Influence of the carrier relaxation time on the Amplitude spectral density of THz radiation at the fundamental frequency of 0.3 THz Versus optical fluence

## 4 结论

从大口径光电导天线产生 THz 辐射的饱和理论出发, 考虑了瞬变的载流子迁移率. 系统的分析了序列激光脉冲激发大口径光电导天线产生高功率

窄带宽 THz 辐射的特性. 对比了 SI-GaAs 和不同载流子寿命和载流子迁移率的 LT-GaAs 在单个光脉冲和序列光脉冲激发下的饱和特性. 得出当载流子寿命小于光脉冲间隔时, 序列光脉冲激发光电导天线能克服饱和效应, 产生高功率窄带宽的 THz 辐射.

## 参考文献

- [1] SIEGEL P H. Terahertz technology [J]. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 2002, **50**(3): 910-928.
- [2] XUE Ting, HUA Yong, YANG De-wei, *et al.* Theoretical analysis of terahertz radiation generated in periodically poled lithium niobate [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(10): 1180-1186.  
薛挺, 华勇, 杨德伟, 等. 周期极化铌酸锂 THz 波产生理论分析 [J]. *光子学报*, 2004, **33**(10): 1180-1186.
- [3] WANG Shao-hong, XU Jing-zhou, WANG Li, *et al.* Applications and prospects of terahertz technology [J]. *Physics*, 2001, **30**(10): 612-615.  
王少宏, 许景周, 汪力, 等. THz 技术的应用及展望 [J]. *物理*, 2001, **30**(10): 612-615.
- [4] GUO Bing, WEN Jin-hui, ZHANG Hai-chao, *et al.* Propagation of ultrashort electrical pulses on coplanar striplines [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(4): 312-316.  
郭冰, 文锦辉, 张海潮, 等. 共面微带传输线超短电脉冲传输特性 [J]. *光子学报*, 2000, **29**(4): 312-316.
- [5] CHEN Min, XIAO Ti-qiao, XUE Hong-jie. Theoretical study of propagation of ultra-wideband Thz pulse in random scattering media [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(12): 1483-1486.  
陈敏, 肖体乔, 徐洪杰. 超宽频带 THz 脉冲在随机散射介质中传播的理论研究 [J]. *光子学报*, 2003, **32**(12): 1483-1486.
- [6] BUDIARTO E, MARGOLIES J, JEONG S, *et al.* High-intensity terahertz pulses at 1 kHz repetition rate [J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1996, **32**(10): 1839-1846.
- [7] HATTORI T, TUKAMOTO K, NAKATSUKA H. Time resolved study of intense terahertz pulses generated by a large-aperture photoconductive antenna [J]. *Jpn J Appl Phys*, 2001, **40**(8): 4907-4912.
- [8] DARROW J T, ZHANG X C, AUSTON D H, *et al.* Saturation properties of large-aperture photo-conducting antennas [J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1992, **28**(6): 1607-1616.
- [9] ZHANG Tong-yi, CAO Jun-cheng. Temporal characterization of THz pulses generated by large aperture photoconductive antennas [J]. *Chin J Rare Metal*, 2004, **28**(3): 588-589.  
张同意, 曹俊诚. 大口径光电导天线产生的太赫兹脉冲时间特性研究 [J]. *稀有金属*, 2004, **28**(3): 588-589.
- [10] BENICEWICZ P K, ROBERTS J P, TAYLOR A J. Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors [J]. *J Opt Soc Amer B*, 1994, **11**(12): 2533-2546.
- [11] ZHANG T Y, CAO J C. Study of the surface and far fields of terahertz radiation generated by large-aperture photoconductive antennas [J]. *Chinese Physics*, 2004, **13**(10):

- 1742-1746.
- [12] PARK S G, WEINER A M, MELLOCH M R, *et al.* High-power narrow-band terahertz generation using large-aperture photoconductors[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1999, **35** (8):1257-1268.
- [13] LIU Y, PARK S G, WEINER A M. Enhancement of narrow-band terahertz radiation from photoconducting antennas by optical pulse shaping[J]. *Opt Lett*, 1996, **22**:1762-1764.
- [14] WELING A S, HU B B, FROBERG N M, *et al.* Generation of tunable narrow-band THz radiation from large aperture photoconducting antennas[J]. *Appl Phys Lett*, 1994, **66**:137-139.
- [15] SHI W, XU J Z, ZHANG X C. Terahertz generation from Si<sub>(3)</sub>N<sub>(4)</sub> covered photoconductive dipole antenna[J]. *Chinese Optics Letters*, 2003, **1**(5):308-310.
- [16] SHI W, LI J W, HOU L. Terahertz radiation from large aperture bulk semi-insulating GaAs photoconductive dipole antenna[J]. *Chinese Physics Letters*, 2004, **21**(9):1842-1844.
- [17] SHI Wei, ZHANG Xian-bin, JIA Wan-li. Investigation on terahertz generation with GaAs photoconductor triggered by femo-second laser pulse [J]. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2004, **25**(12):1735-1738.
- 施卫, 张显斌, 贾婉丽. 用飞秒激光触发 GaAs 光电导体产生 THz 电磁波的研究[J]. *半导体学报*, 2004, **25**(12):1735-1738.

## Characterization of High-power Narrow-band Terahertz Radiation Generation Using Large-aperture Photoconductive Antennas

LIU Ming-li<sup>1,2</sup>, ZHANG Tong-yi<sup>1</sup>, SUN Chuan-dong<sup>1</sup>, WANG Yi-shan<sup>1</sup>,  
ZHU Shao-lan<sup>1</sup>, LI Fan<sup>1</sup>, ZHAO Wei<sup>1</sup>

(1 State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of CAS, Xi'an 710119, China)

(2 Graduate University of CAS, Beijing 100039, China)

Received date: 2006-04-30

**Abstract:** High-power narrow-band terahertz (THz) radiations emitted from a biased large-aperture photoconductive antenna triggered by multiple-pulse trains is studied. The effects of the finite lifetime and transient mobility dynamics of photogenerated carriers in the analysis are included. THz waveforms are calculated from the saturation theory of large-aperture photoconductive antennas, and comparisons are made between single-pulse and multiple-pulse saturation properties of THz emission from SI-GaAs and LT-GaAs emitters. The results show that the saturation at high fluence density with the interpulse spacing longer than the carrier lifetime can be avoided by multiple-pulse trains excitation large-aperture photoconductive emitters.

**Key words:** Terahertz radiation; Large-aperture photoconductive antennas; Current surge model; Saturation; Ultrafast optical techniques



**LIU Ming-li** was born in 1980. He received the Bachelor's degree from Dept. of Physics, Northwest University in 2002. Now he is pursuing for his Master's degree at State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of CAS. His interests focus on opto-electronic and ultrafast optical techniques.